反応拡散型の力学系の運動形態

鹿大理　小川敏彦　秦浩起　井上政義

［１］

複雑系の普遍的な運動形態を調べるのに適したモデルとして、ローカルダイナミクスが拡散によって結合している結合写像系がある。この系についてはすでにパターン形成や時空カオス、さらにそれらが間欠的に入れ替わるといった現象について報告した。

［２］

ここで用いたのは空間的に拡張された一次元写像である。

$$u(x,n)=\int \phi(x-x')g(u(x',n))dx'$$

これはローカルなダイナミクス　$g(u)=a-u^2$

が拡散　$\phi(r)=(4\pi D)^{1/2}exp(-r^2/4D)$

（Ｄは拡散係数）

によって結合された、結合写像系である。a=2.00、$u(x,n)=u(x+L,n)$ とする。

また $u(x,n)$ の空間的なフーリエ成分は

$$\hat{u}(k,n)=\frac{1}{L}\int_0^L e^{-i2\pi kx/L}u(x,n)dx$$

である。（Ｌは系の長さ）

［３］

系は拡散係数Ｄによって次のようなふるまいをみせる。（Fig.1）

(1)　一様に引き込んだカオス。

(2)　パターンを形成し、時間的には周期的な運動をする領域。

(3)　間欠的にパターン形成と、空間的に乱れた状態を繰り返す領域。

(4)　時間的にも、空間的にも乱れた状態が続く領域。

またフーリエ成分のふるまいは、ｍ周期パターン状態では $\hat{u}(m,n)$ が支配的で $\hat{u}(l,n)$ $(l<m)$ は小さくなっているが、時空カオス状態では同じオーダーで運動する。（Fig.2）

［４］

(2)と(4)との間の転移を特徴づけるために、$|\hat{u}(2,n)|^2$ の時間平均

$$\overline{u}_n(k)=\frac{1}{n}\sum_{t=0}^{n-1}|\hat{u}(k,t)|^2$$

をとり、

その確率分布のスペクトラム

$$\psi(\bar{u})=-\frac{1}{n}\log P(\bar{u},n) \quad , \quad P(\bar{u},n)\equiv\langle\delta(\overline{u}_n(k)-\bar{u})\rangle$$

をとった。

臨界点に近づくと、グラフは直線に近づいている。（Fig.3）

［５］

Ｄが小さい場合は、拡散係数は同じでも異なった空間的周期のパターンが存在する。(Fig.4)　また乱れた初期状態から出発すると、部分的にパターンを作るが、それはしばらくすると消えてしまう。(Fig.5)

このように、いくつかのふるまいの異なるアトラクターがひとつのパラメーター条件のもとで混在している。

参考文献

1) T.Yamada and H.Fujisaka,Prog.Theor.Phys.70(1983),1240

2) T.Yamada and H.fujisaka,Prog.Theor.Phys.72(1984),885

3) H.Mori,H.Hata,T.Horita and T.Kobayasi,Prog.Theor.Phys.99(1989),1

Fig.1

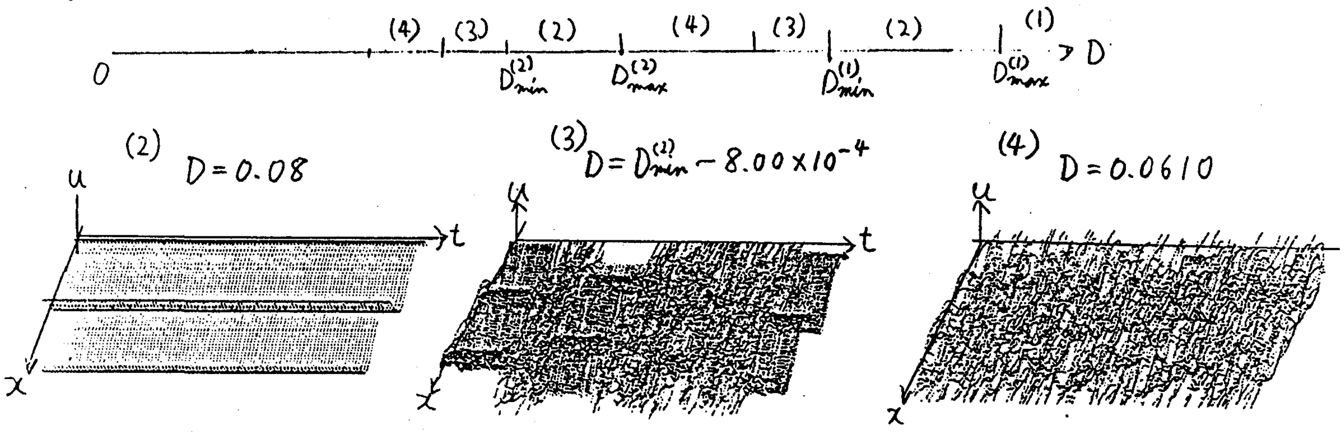

Fig.2

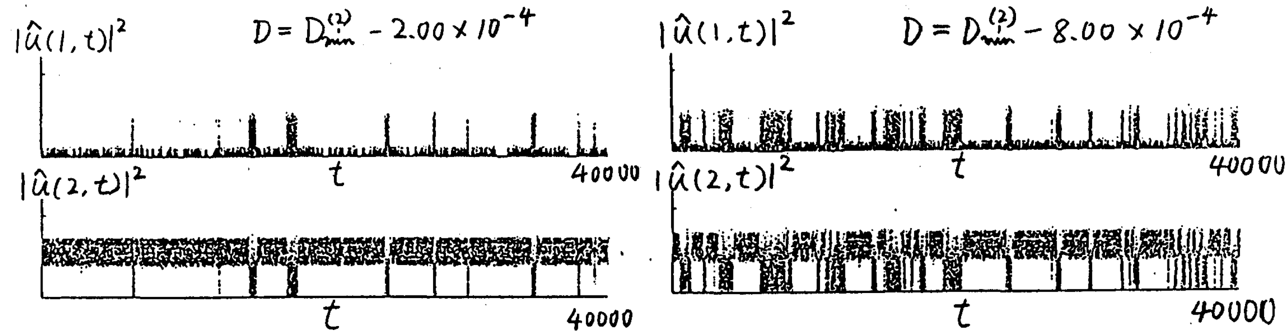

Fig. 3

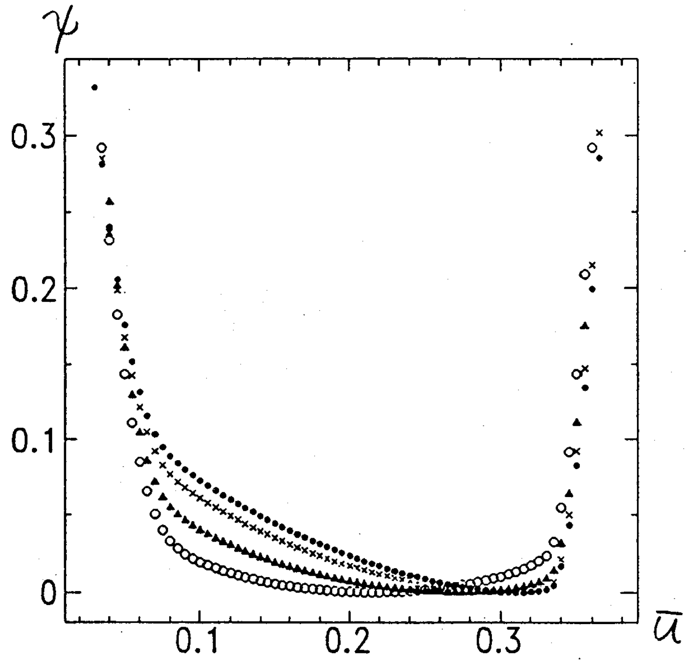

Fig. 4

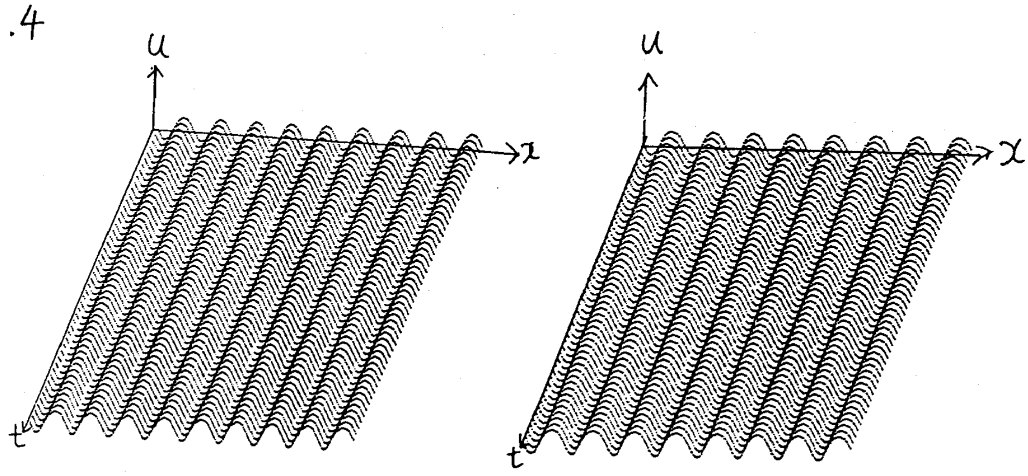

Fig. 5